N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
AO 2164

ARTICLE PRINCIPAL

RECOUVRANT EN PARTIE

LA THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

PAR

Monsieur Claude SAMOUR

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

SUJET DE LA THESE

CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE DES NEUTRONS DE RESONANCE

Soutenue le 29 février 1968 devant la Commission d'examen

Mme P. BENOIST-GUEUTAL	Président	
MM. P. LEHMANN	Examinateurs	
R. ARVIEU		
J. JULIEN	Invités	
C. TZARA		

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES DE ^{195}Pt A L'AIDE D'UN DETECTEUR AU Ge-Li

C. SAMOUR, H.E. JACKSON*, P.L. CHEVILLON, J. JULIEN ET J. MORGENSTERN
CEA, CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY, FRANCE

Abstract — Résumé

LITHIUM-DRIFTED GERMANIUM DETECTOR STUDY OF THE DISTRIBUTION OF PARTIAL RADIATIVE WIDTHS OF ^{195}Pt. In the past, the distributions of partial radiative widths could not be determined correctly because of the poor resolution of detectors. With germanium detectors, the distributions of partial radiative widths in the case of $^{195}Pt + n$ can be studied accurately. The authors present and discuss the results obtained for a large number of resonances in the 0-600 eV energy range.

ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES DE ^{195}Pt A L'AIDE D'UN DETECTEUR AU Ge-Li. Les distributions des largeurs radiatives partielles n'ont pu dans le passé être obtenues correctement à cause de la mauvaise résolution des détecteurs. L'emploi de détecteurs au germanium a permis une étude précise des distributions des largeurs radiatives partielles dans le cas de $^{195}Pt + n$. Les auteurs présentent et discutent les résultats obtenus pour un grand nombre de résonances dans le domaine d'énergie compris entre 0 et 600 eV.

Dans une étude de capture radiative de neutrons de résonance, il importe, en tout premier lieu, d'essayer de préciser la loi de fluctuation de résonance en résonance de même spin des largeurs radiatives partielles, c'est-à-dire des probabilités de transition par émission de rayonnement gamma entre le niveau de formation du noyau composé et un niveau final donné.

En 1956, Porter et Thomas [1] ont élaboré une théorie statistique rendant compte plus spécialement des fluctuations des largeurs de neutrons. Ils supposent que la distribution d'une largeur quelconque de réaction peut être représentée par une loi en χ^2 à ν degrés de liberté. Ainsi, il est maintenant bien établi que les largeurs réduites de neutrons suivent une loi en χ^2 à 1 degré de liberté et que les largeurs de fission suivent une loi à quelques degrés de liberté.

Le paramètre ν semble donc représentatif du nombre de voies ouvertes de réaction. Ainsi, si le traitement de Porter et Thomas est appliqué aux transitions qui parviennent directement à l'état fondamental du noyau final, ou à un état excité quelconque, une largeur radiative partielle Γ_{γ_i} qui correspond à un rayon gamma d'énergie bien définie, et, par conséquent, à une seule voie de réaction, devrait fluctuer beaucoup de résonance en résonance si cette distribution correspond à un degré de liberté $\nu = 1$.

Cette distribution a été justifiée d'abord par Porter et al. [1, 2] par l'hypothèse statistique selon laquelle les éléments de matrice de l'opérateur hamiltonien, qui définit les états propres du noyau composé,

---

* En congé de l'Argonne National Laboratory, Argonne, Ill., Etats-Unis d'Amérique

suivent une distribution normale. Krieger et Porter [3] ont présenté plus récemment une approche plus générale du problème fondée sur l'indépendance des niveaux du noyau composé et sur l'invariance de la distribution par rapport à une transformation orthogonale des vecteurs propres de ces niveaux.

Le noyau composé ^{195}Pt + n est un cas particulièrement favorable pour étudier la distribution des largeurs radiatives partielles. En effet, il offre un nombre intéressant de résonances isolées de spin J = 1- et, en outre, un certain nombre de raies suffisamment intenses et isolées. Il a fait jusqu'ici l'objet de plusieurs études effectuées par la méthode du temps de vol [4-6] mais, d'une part, l'imperfection, quant à leur résolution, des détecteurs utilisés (cristaux NaI(Tl)) qui rendait les spectres gamma fort complexes, et, d'autre part, le nombre restreint de résonances analysées, limitaient l'efficacité de ces mesures, bien que des dispositifs spéciaux [6] et des techniques d'analyses élaborées [5,6] aient pu être utilisés. Si toutes ces expériences n'ont pu permettre de préciser la valeur de ν, elles ont mis néanmoins très nettement en relief de larges fluctuations de Γ_{γ_i} et ont conduit à penser que ν était vraisemblablement petit, de l'ordre de 2.

Le développement récent des détecteurs au Ge-Li, dont les mérites sont maintenant bien connus [7], nous a conduit à reprendre une telle expérience auprès de l'accélérateur linéaire de Saclay de 45 MeV, à l'aide d'une cible de platine naturel de 5 mm d'épaisseur placée à 45° par rapport à l'axe du faisceau de neutrons. Le détecteur utilisé, fabriqué par H. Mann, au Laboratoire d'Argonne, avait un volume utile de 6 cm^3 et était distant de 10 cm de l'axe du faisceau de neutrons. Ses performances seront discutées en détail dans un autre mémoire [8]. La résolution de l'ensemble de détection était de 6 keV à 1330 keV (^{60}Co) et d'environ 15 keV à 7000 keV. Il est bon de noter que les pics observés avaient une forme triangulaire.

Toute la chaîne électronique était stabilisée digitalement à l'aide d'un générateur de très grande stabilité. La base de temps de vol utilisée avait une longueur de 29 m. La largeur des impulsions de neutrons était de 100 ns. La résolution globale en temps de vol était de 10 ns/m à 700 eV. Afin d'éviter toute surcharge de l'électronique due à la bouffée des rayons γ instantanés, le système était bloqué pendant 20 μs après le début de chaque cycle. Le domaine d'énergie des neutrons étudié allait de 10 à 700 eV. La restitution de l'ensemble était telle que l'étalonnage en énergie des spectres de rayons γ était rigoureusement identique pour toutes les résonances étudiées.

Les données ont été enregistrées à l'aide d'une chaîne d'analyse multidimensionnelle Intertechnique fonctionnant en deux dimensions. Douze digits binaires ont été utilisés pour la définition du temps d'arrivée et 10 pour la définition de l'amplitude d'une impulsion. Cette chaîne comprenait notamment un codeur en temps du type accordéon HC25 (largeur de canaux variable) et un codeur en amplitude CA25 à 1024 canaux.

Nous avons étudié 22 résonances et nous nous sommes limités aux trois transitions 1- → 0+, 1- → 2+ et 1- → 2+ aboutissant à l'état fondamental du noyau ^{196}Pt et aux deux états excités situés à 356 et 689 keV [9]. L'efficacité du détecteur était constante pour ces trois transitions [8].

La résolution en temps de vol était suffisante pour séparer convenablement les doublets et en particulier ceux apparaissant à 66,9-67,5 eV,

à 119-119,6 eV, à 149,9-154,1 eV, à 256,9-261,7 eV, à 558-560 eV et à 590,4-603,3 eV. Cela est une nécessité fondamentale pour le calcul des largeurs partielles, les écrans utilisés étant toujours suffisamment épais pour accroître le taux de comptage. Cependant nous n'avons pu séparer le quadruplet situé à 490 eV; nous n'avons donc pas analysé les trois résonances de spin J = 1 - de ^{195}Pt situées à 485, 490 et 491 eV.

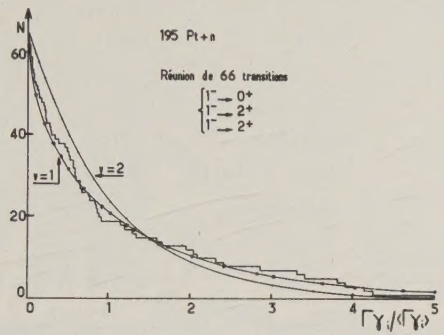

FIG.1. Courbe en temps de vol correspondant au spectre d'amplitude global

La figure 1 montre la courbe en temps de vol correspondant au spectre d'amplitude global. Le tableau I donne les intensités relatives I_i des trois rayonnements γ correspondants, d'énergies respectives 7920, 7564 et 7230 keV. Pour chaque résonance, l'intensité d'une raie donnée est définie comme étant le rapport de l'aire de cette raie à l'aire du spectre global. Le tableau I fait très nettement ressortir de larges fluctuations de résonance en résonance; on voit aussi que chaque résonance présente généralement une seule transition intense, les deux autres étant très faibles. La figure 2 montre l'allure de quelques spectres obtenus. Les données du tableau I montrent que, aux erreurs statistiques près, les intensités $\langle I_i \rangle$ des trois transitions, moyennées sur l'ensemble des résonances, sont sensiblement égales [8]. Cela nous permet de réunir les trois familles partielles pour former une population de 66 éléments et de sommer, pour chaque résonance, les trois intensités.

Un certain nombre de méthodes plus ou moins élaborées ont été développées pour calculer la valeur la plus probable de ν. Nous n'aborderons ici que les points essentiels, nous réservant de détailler les méthodes que nous avons utilisées à Saclay dans une prochaine publication. En appliquant le traitement de Porter et Thomas [1], fondé sur la méthode statistique du maximum de vraisemblance, à la population des 66 largeurs partielles formées à partir de trois familles partielles, en supposant ces dernières indépendantes, ou trouve $\nu = 1{,}31 \pm 0{,}20$, valeur compatible avec une loi à 1 degré de liberté. La distribution des largeurs expérimentales réduites $x_i = I_i / \langle I_i \rangle$ a été tracée sur la figure 3, ainsi que les deux distributions en χ^2 à 1 et 2 degrés de liberté. Une simple comparaison confirme le résultat du calcul et montre que les données sont incompatibles avec une loi exponentielle (ν=2). Cet aspect se trouve confirmé si l'on examine la distribution de la somme de ces trois transitions; on trouve en effet

TABLEAU I. PROBABILITES RELATIVES DES TROIS TRANSITIONS ABOUTISSANT A L'ETAT FONDAMENTAL ET AUX DEUX PREMIERS ETATS EXCITES DE ^{196}Pt, POUR LES RESONANCES J = 1-

Energie de résonance (eV)	Transition 1- →0+ (7920 keV)	Transition 1- →2+ (7564 keV)	Transition 1- →2+ (7231 keV)
11,8	3193 ± 66	102 ± 30	24 ± 34
19,4	704 ± 43	194 ± 33	318 ± 46
67,5	1690 ± 87	1317 ± 78	64 ± 49
111,7	710 ± 85	615 ± 91	480 ± 97
119,6	2077 ± 113	4 ± 50	689 ± 87
139,5	552 ± 75	227 ± 74	3537 ± 182
149,9	289 ± 54	59 ± 41	230 ± 60
188,5	756 ± 145	145 ± 107	1724 ± 215
222,2	1069 ± 120	2751 ± 179	62 ± 109
256,9	115 ± 53	42 ± 52	469 ± 106
280	469 ± 115	169 ± 114	1615 ± 234
285,6	2376 ± 178	9 ± 75	423 ± 114
302,3	15 ± 59	2821 ± 170	44 ± 81
382,8	41 ± 49	390 ± 83	187 ± 90
410,1	481 ± 88	181 ± 78	9 ± 86
529,3	717 ± 155	497 ± 154	4165 ± 322
548,8	3266 ± 266	1915 ± 252	633 ± 208
558,7	950 ± 147	1106 ± 161	1366 ± 188
590,4	3440 ± 336	992 ± 217	380 ± 213
632,6	535 ± 438	107 ± 430	535 ± 545
659,8	417 ± 150	246 ± 124	25 ± 123
680	187 ± 108	80 ± 107	27 ± 134

ν=3,71 ± 1,00 soit environ trois fois la valeur précédente, ce qui justifie en outre l'hypothèse d'indépendance.

Contrairement aux largeurs de neutrons, aucun niveau ne peut échapper à la détection dans le cas d'une expérience de capture radiative partielle. Cependant, certains niveaux peuvent avoir des largeurs radiatives faibles et entachées d'erreurs importantes. Afin d'éviter la correction assez délicate suggérée par Porter et Thomas [1] pour rendre compte de ce seuil expérimental, nous avons repris et étendu la méthode préconisée par Garrison [10], c'est-à-dire utilisé une distribution en χ^2 tronquée dans laquelle se trouve inclus le seuil α, en deçà duquel les intensités réduites x_i sont trop imprécises. En prenant α = 0,1, on trouve, pour les 66 probabilités, ν = 1,35 ± 0,42 et, pour la

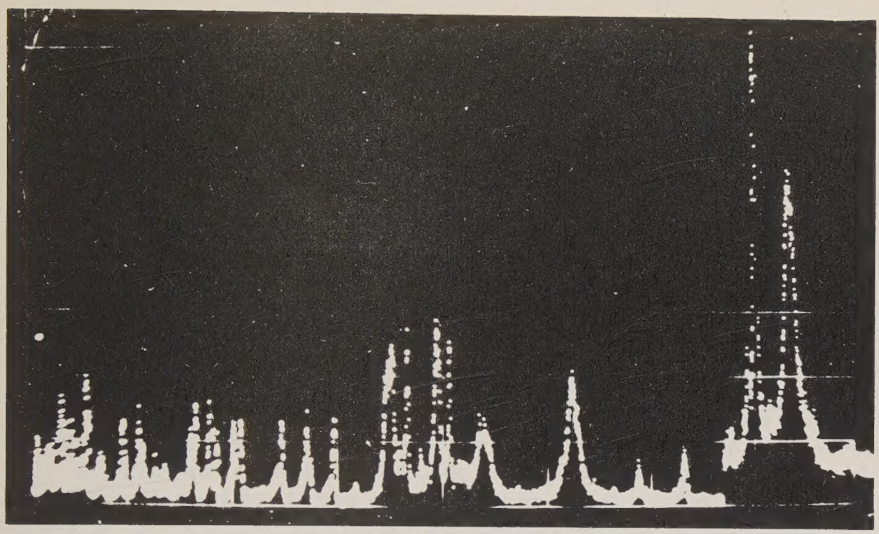

FIG.2. Spectres d'amplitude des résonances situées à 11,8 eV, 19,7 eV, 302 eV et 529 eV

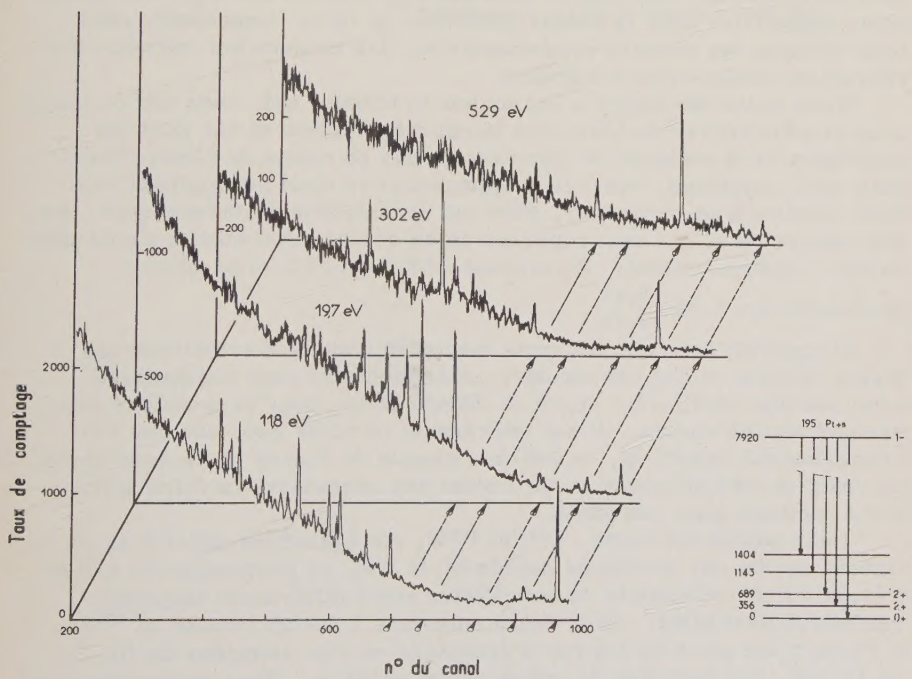

FIG.3. Distribution des largeurs radiatives partielles pour 66 transitions de ^{195}Pt

somme des trois transitions, $\nu = 3,1 \pm 1,2$. Il est intéressant de noter que ces valeurs sont relativement peu sensibles à la valeur du seuil, la taille de l'échantillon étant relativement élevée.

Il est un autre point, à priori plus délicat, dans une telle étude. Certains niveaux ont des intensités relatives élevées, conduisant à des valeurs de x de l'ordre de 0,3 ou 0,6, mais entachées d'une grande erreur. En effet, bien que l'aire des pics des transitions de haute énergie soit faible, l'aire relative du spectre global est également faible. Dans le cas de ^{195}Pt, heureusement, seules deux résonances de ce type interviennent pour chaque transition; on peut voir leur effet sur la distribution en faisant varier leurs intensités dans un large domaine. Les résultats obtenus restent voisins des précédents.

A cause de la faible dimension de leur échantillon, Bollinger, Coté, Carpenter et Marion [5] ont utilisé une procédure plus élaborée, fondée sur la méthode de Monte-Carlo. Rappelons que l'idée générale est de comparer l'échantillon expérimental, qui suit une distribution dont le paramètre ν est inconnu, avec une série d'échantillons mathématiques équivalents formés au hasard par un calcul de Monte-Carlo à partir d'une population régie par une distribution en χ^2 pour laquelle ν prend une valeur donnée ν_0. La méthode consiste à comparer la valeur ν_p de l'échantillon physique, donnée par la méthode du maximum de vraisemblance, à la distribution des valeurs ν_m obtenues par la même méthode pour les échantillons mathématiques. Si la valeur ν_p tombe près du centre de cette distribution des ν_m, les données expérimentales sont compatibles avec la valeur présumée ν_0 de ν. Cependant, pour tenir compte des erreurs expérimentales, les auteurs ont introduit une correction quelque peu arbitraire.

Nous avons développé à Saclay une procédure qui, dans son principe, nous semble serrer de plus près la réalité physique et qui joint les avantages de la méthode de Garrison à ceux du calcul de Monte-Carlo mais qui, cependant, reste très approximative dans ses applications. Elle consiste à ne conserver, dans les échantillons mathématiques, que les valeurs de x_i qui sont supérieures au seuil α déterminé à partir des valeurs expérimentales. En prenant $\alpha = 0,1$ et $\nu_p = 1,35$ on trouve finalement $\nu_0 = 1,30^{+0,42}_{-0,40}$.

Il apparaît donc que les trois méthodes d'analyse conduisent au même résultat et que nos données expérimentales sont compatibles avec une distribution à 1 degré de liberté et ce, pour la première fois, sans ambiguïté aucune. Il est intéressant de noter que, dès que l'échantillon est important, la méthode simple de Porter et Thomas donne un résultat très approché et qu'il n'est pas nécessaire de faire appel à une méthode plus complexe.

Deux autres éléments, ^{238}U et ^{183}W, ont également suscité un vif intérêt durant ces dernières années [6, 11, 12], en particulier en vue de l'étude d'éventuels effets de corrélation entre différentes largeurs radiatives partielles. Nous avons entrepris à Saclay l'étude de ^{238}U à l'aide d'une cible de 4,5 mm d'épaisseur et d'un détecteur de Ge-Li de 12 cm^3, sur une base de temps de vol de 25 m. Nous entreprendrons prochainement celle de ^{183}W sur une base de 50 m.

REFERENCES

[1] PORTER, C.E., THOMAS, R.G., Phys.Rev. 104 (1956) 483.
[2] BLUMBERG, S., PORTER, C.E., Phys.Rev. 110 (1958) 786.

[3] KRIEGER, T.J., PORTER, C.E., J.Math.Phys. 4 (1963) 1272.
[4] CHRIEN, R.E., BOLOTIN, H.H., PALEVSKY, H., Phys.Rev. 127 (1962) 1680.
[5] BOLLINGER, L.M., COTE, R.E., CARPENTER R.T., MARION, J.P., Phys.Rev. 132 (1963) 1640.
[6] HUYNH, V.-D., MEINADIER, J.P., DE BARROS, S., JULIEN, J., LE POITTEVIN, G., MORGENSTERN, J., NETTER, F., SAMOUR, C., Nucl.Instr. Methods 36 (1965) 29.
HUYNH, V.-D., DE BARROS, S., BREZINSKI, C., JULIEN, J., LE POITTEVIN, G., MORGENSTERN, J., NETTER, F., SAMOUR, C., Nucl. Struct.Study with Neutrons, North Holland Publ. Co., Amsterdam (1966) No.79.
[7] EWAN, G.T., TAVENDALE, A.J., Can.J.Phys. 42 (1964) 2286.
[8] JACKSON, H., SAMOUR, C., BLOCH, A., JULIEN, J., LOPATA C., MORGENSTERN, J., «Etude des spectres de rayonnement gamma de capture à l'aide de détecteurs au germanium», ces comptes rendus I, CN-23/66 (résumé seulement).
[9] IKEGAMI, H., SUGIYAMA, K., YAMAZAKI, T., SAKAI, M., Nucl.Phys. 41 (1963) 130.
[10] GARRISON, J.D., Ann.Phys. 30 (1964) 269.
[11] JACKSON, H.E., Phys.Rev. 134B (1964) 921.
[12] SAMOUR, C., DE BARROS, S., CHEVILLON, P.L., HUYNH, V.-D., JULIEN, J., LE POITTEVIN, G., MORGENSTERN, J., Nucl.Struct.Study with Neutrons, North Holland Publ. Co., Amsterdam (1966) No.89.

(Extrait des comptes rendus de la Conférence "Nuclear Data for Reactors", Paris 17-21 octobre 1966, édités par l'Agence Internationale de l'Energie Atomique, Vienne 1967).